VI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
MIF 2008, Minsk, May 19-23, 2008

УДК 532.517.4

ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ЭНЕРГООБМЕННЫМИ ПРОЦЕССАМИ В АНИЗОТРОПНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ

Колупаев Б.Б., Клепко В.В.
Институт химии высокомолекулярных соединений НАН Украины
(Харьковское шоссе, 48, Киев, 02160)

В соответствии с эргодическими принципами статистической термодинамики предложена модель гетерогенных систем на основе гибкоцепных полимеров как набор постоянно усложняющихся подсистем. Указаны пути направленного регулирования энергообменными процессами в анизотропных композициях. Методом конформных и квазиконформных отображений рассчитано и проанализировано распределение температурного поля в системах с учетом оптимизации процесса теплопереноса.

Введение

Несмотря на определенные успехи в исследовании кинетики процесса теплообмена, теория оптимизации направленного его регулирования в случае гибкоцепных полимеров еще далека от решения поставленных научно-технических задач. Это обусловлено, прежде всего, структурными особенностями полимеров и аналитическими затруднениями при решении единой системы уравнений энергообмена в композитах. В конечном итоге, это требует новых эвристических методов и алгоритмов в управлении, исследовании, использовании сложных систем. При этом особый интерес представляют анизотропные композиты, спектр практического применения которых довольно широк.

В связи с этим целью настоящей работы явилось создание физической модели гетерогенных систем на основе гибкоцепных линейных полимеров (ГПС), которая позволила бы использовать математические методы для рассмотрения и анализа процессов теплообмена. В работе использован метод конформного и квазиконформного отображения, с помощью которого исследованы распределение температурного поля и теплового потока в слабоанизотропных ГПС. Это позволяет целенаправленно подойти к оптимизации управления энергообменными процессами в полимерных композициях.

Модель

Исходя из научно-практических задач, особый интерес представляет получение, исследование и использование структурно-ориентированных полимерных систем [1]. Для описания структурообразований в ГПС будем проводить двойное усреднение в пространстве x, y, z и во времени t, выделяя макромолекулу полимера в особую подсистему [2], набор которых образует структуру материала. Структура полимера – взаимное расположение в пространстве, внутреннее строение и характер взаимодействия (связи) между структурными элементами, образующими макроскопическое тело. При этом, структурный элемент – характеристическая частица, образующая в достаточно большом наборе себе подобных, уровень структурной организации. Структурные элементы макромолекул – звенья цепи. Макромолекулы, исследуемых линейных полимеров (поливинилхлорид (ПВХ)), выделим в особую подсистему, поскольку их свойства, к которым можно применить термины термодинамики и статистики малых систем [3], позволяют трактовать полимерное состояние как особую форму конденсации вещества [4]. Следовательно, свойства макромолекул (закодированная в их “структурная” информация) передается через все последующие уровни надмолекулярной организации полимеров. Последнее означает, что макроскопические свойства предопределяются макромолекулярной структурой, но передаются через надмолекулярную организацию, зависящую от предыстории образца. Путем физической и/или химической модификации с помощью внешних силовых, энергетических полей и ингредиентов направленно влияют на структурообразования систем [5], создавая анизотропность среды.

Рассмотрим перенесение тепла в виде теплопроводности в линейном гибкоцепном полимере, анизотропные свойства которого обусловлены ориентацией суперсеток (микроблоков) макромолекул под действием внешних сил [4] и наполнителей [2]. Для упрощения считаем, что теплоперенос осуществляется носителями субстанции одного типа. Следуя Больцману [5], выделим из макросистемы часть ее площади ΔS ($\Delta S << S$, где S – площадь образца), которая представляет собой структурную подсистему. Согласно закону сохранения энергии определим удельный поток энергии тепловых носителей с учетом, что вектор плотности теплового потока $\overline{\nu}$ в какой-либо точке на ΔS не совпадает с направлением нормали к изотерме, проходящей через эту точку. Для этого рассмотрим распределение температуры (T) и теплового потока в двухмерном анизотропном полимерном теле, ограниченном четырьмя гладкими кривыми. Предположим, что каждая компонента $\overline{\nu}$ в точке является функцией $grad\, T$ в этой точке, т. е.

$$\lambda_{11}\frac{\partial T}{\partial x}+\lambda_{12}\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial \psi}{\partial y}\ ;\ \lambda_{21}\frac{\partial T}{\partial x}+\lambda_{22}\frac{\partial T}{\partial y}=-\frac{\partial \psi}{\partial x}, \tag{1}$$

где $\lambda=\left(\lambda_{i,j}\right)_{i,j=1;2}$ - тензор теплопроводности; $\psi=\psi(x,y)$ - функция теплового потока, то есть, если $\psi(x,y)=\psi_1$ и $\psi(x,y)=\psi_2$ - две “крайних” линии потока, то $\psi_1-\psi_2$ характеризует тепловой поток через соответствующую трубку течения исследуемого образца – области $G_z = ABCD$, ограниченной кривыми $AB=\{z=x+iy;\ f_1(x,y)=0\}$; $BC=\{z;\ f_2(x,y)=0\}$; $CD=\{z;\ f_3(x,y)=0\}$; $DA=\{z;\ f_4(x,y)=0\}$. Решение системы (1) общепринятыми методами вызовет определенные затруднения [7].Поэтому задачу решения в области G_z системы дифференциальных уравнений (1) при предельных условиях

$$T\big|_{AB}=T_*\ ;\ T\big|_{CD}=T^*\ ;\ \psi\big|_{DA}=0\ ;\ \psi\big|_{BC}=Q, \tag{2}$$

где Q – неизвестный полный тепловой поток (находится в процессе решения задачи), сводим к квазиконформному отображению $\omega=\omega(z)=T(x,y)+i\psi(x,y)$ области G_z на соответствующую область комплексного потенциала $G_\omega=\{\omega: T_*<T<T^*,\ 0<\psi<Q\}$. С целью обеспечения гладкости данного отображения в узловых точках A,B,C,D на функции $f_i(x,y)=0$, $i=\overline{1,4}$, накладываем следующие условия

$$\Theta_M+\widetilde{\Theta}_M=\frac{\pi}{2}\ ,\ \text{где}\ \cos\Theta_M=\frac{f_{i-1x}{}'(M)f_{ix}{}'(M)+f_{i-1y}{}'(M)f_{iy}{}'(M)}{\sqrt{f_{i-1x}{}'^2(M)+f_{i-1y}{}'^2(M)}\sqrt{f_{ix}{}'^2(M)+f_{iy}{}'^2(M)}}, \tag{3}$$

$$\cos\widetilde{\Theta}_M =$$

$$= \frac{\lambda_{11} f_{j_x}'^2(M) + (\lambda_{12}+\lambda_{21}) f_{j_x}'(M) f_{j_y}'(M) + \lambda_{22} f_{j_y}'^2(M)}{\sqrt{f_{j_x}'^2(M) + f_{j_y}'^2(M)} \sqrt{\left(\lambda_{11} f_{j_x}'(M) + \lambda_{12} f_{j_y}'(M)\right)^2 + \left(\lambda_{21} f_{j_x}'(M) + \lambda_{22} f_{j_y}'(M)\right)^2}}, \quad (4)$$

$$M = A,\quad B,\quad C,\quad D\ ,\ f_0(M) \overset{df}{=} f_4(M),\ j = \begin{cases} 1, & i = 1,2, \\ 3, & i = 3,4. \end{cases}$$

Они означают, что в точках M касательные к соответствующим линиям потока тепла должны на столько отклоняться от нормалей к эквипотенциальным линиям, на сколько анизотропия тела отклоняет от них вектор скорости теплового потока.

Аналоги условий ортогональности в окрестностях предельных участков при этом примут вид:

$$-f_{k_x}'(x,y) y_\varphi + f_{k_y}'(x,y) x_\varphi = \sqrt{f_{k_x}'^2(x,y) + f_{k_y}'^2(x,y)} \sqrt{x_\varphi^2 + y_\varphi^2} \sqrt{1-\cos^2\Theta_k}\ ,\ k = 1,3, \quad (5)$$

$$\cos\Theta_k = \frac{\lambda_{11} f_{k_x}'^2(x,y) + (\lambda_{12}+\lambda_{21}) f_{k_x}'(x,y) f_{k_y}'(x,y) + \lambda_{22} f_{k_y}'^2(x,y)}{\sqrt{f_{k_x}'^2(x,y) + f_{k_y}'^2(x,y)} \sqrt{\left(\lambda_{11} f_{k_x}'(x,y) + \lambda_{12} f_{k_y}'(x,y)\right)^2 + \left(\lambda_{21} f_{k_x}'(x,y) + \lambda_{22} f_{k_y}'(x,y)\right)^2}}$$

$$f_{l_x}'(x,y) y_\psi - f_{l_y}'(x,y) x_\psi = \sqrt{f_{l_x}'^2(x,y) + f_{l_y}'^2(x,y)} \sqrt{x_\psi^2 + y_\psi^2} \sqrt{1-\cos^2\Theta_l}\ ,\ l = 2,4\ , \quad (6)$$

$$\cos\Theta_l = \frac{\lambda_{11} f_{l_x}'^2(x,y) + (\lambda_{12}+\lambda_{21}) f_{l_x}'(x,y) f_{l_y}'(x,y) + \lambda_{22} f_{l_y}'^2(x,y)}{\sqrt{f_{l_x}'^2(x,y) + f_{l_y}'^2(x,y)} \sqrt{\left(\lambda_{11} f_{l_x}'(x,y) + \lambda_{12} f_{l_y}'(x,y)\right)^2 + \left(\lambda_{21} f_{l_x}'(x,y) + \lambda_{22} f_{l_y}'(x,y)\right)^2}}. \quad (7)$$

Косинус угла отклонения вектора скорости $\vec{v}$ от $\operatorname{grad} T$ в произвольной внутренней точке $z = x + iy$ вычисляется по формуле

$$\cos\widetilde{\Theta} = \frac{\lambda_{11} T_x'^2 + (\lambda_{12}+\lambda_{21}) T_x' T_y' + \lambda_{22} T_y'^2}{\sqrt{T_x'^2 + T_y'^2} \sqrt{\left(\lambda_{11} T_x' + \lambda_{12} T_y'\right)^2 + \left(\lambda_{21} T_x' + \lambda_{22} T_y'\right)^2}}\ .$$

В случае, если $\lambda_{ij} = \lambda_{ij}(T,\psi)$ (нелинейная прямая задача), обратную к (1) – (2) задачу на квазиконформное отображение $z = z(\omega) = x(T,\psi) + iy(T,\psi)$ области G_ω на G_z при неизвестном Q запишем в виде:

$$\lambda_{11}(T,\psi)\frac{\partial y}{\partial \psi} - \lambda_{12}(T,\psi)\frac{\partial x}{\partial \psi} = \frac{\partial x}{\partial T}, \qquad \lambda_{21}(T,\psi)\frac{\partial y}{\partial \psi} - \lambda_{22}(T,\psi)\frac{\partial x}{\partial \psi} = \frac{\partial y}{\partial T}, \quad (8)$$

$$\begin{cases} f_1(x(T_*,\psi), y(T_*,\psi)) = 0, & f_3(x(T^*,\psi), y(T^*,\psi)) = 0, \quad 0 \le \psi \le Q, \\ f_2(x(T,Q), y(T,Q)) = 0, & f_4(x(T,0), y(T,0)) = 0, \qquad T_* \le T \le T^*, \end{cases}$$

где $Q = \int\limits_{AB} v_n dl$; dl – элемент длины дуги. При этом соответствующие уравнения второго порядка для нахождения функций $x = x(T,\psi)$ и $y = y(T,\psi)$ имеют вид:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial^2 x}{\partial T^2}+A(T,\psi)\dfrac{\partial^2 x}{\partial T\partial\psi}+B(T,\psi)\dfrac{\partial^2 x}{\partial\psi^2}+C(T,\psi)\dfrac{\partial x}{\partial T}+D(T,\psi)\dfrac{\partial x}{\partial\psi}=0,\\ \dfrac{\partial^2 y}{\partial T^2}+A(T,\psi)\dfrac{\partial^2 y}{\partial T\partial\psi}+B(T,\psi)\dfrac{\partial^2 y}{\partial\psi^2}+E(T,\psi)\dfrac{\partial y}{\partial T}+F(T,\psi)\dfrac{\partial y}{\partial\psi}=0,\end{cases} \tag{9}$$

где

$$A=\lambda_{12}-\lambda_{21},\quad B=\lambda_{11}\lambda_{22}-\lambda_{21}\lambda_{12},\quad C=\frac{\lambda_{11_\psi}\lambda_{21}-\lambda_{11T}\lambda_{21_T}}{\lambda_{11}}-\lambda_{21_\psi},$$

$$E=\lambda_{12_\psi}-\frac{\lambda_{22_\psi}\lambda_{12}+\lambda_{22T}\lambda_{12_T}}{\lambda_{22}},$$

$$D=\lambda_{22_\psi}\lambda_{11}+\lambda_{12T}\lambda_{21}-\lambda_{21_\psi}\lambda_{12}-\lambda_{12_\psi}\lambda_{21}+\frac{\lambda_{11_\psi}\lambda_{21}\lambda_{12}-\lambda_{12}\lambda_{11T}\lambda_{21T}}{\lambda_{11}},$$

$$F=\lambda_{11_\psi}\lambda_{22}-\lambda_{21T}\lambda_{12}-\lambda_{21_\psi}\lambda_{12}-\lambda_{12_\psi}\lambda_{21}+\frac{\lambda_{22_\psi}\lambda_{21}\lambda_{12}+\lambda_{21}\lambda_{22T}\lambda_{12T}}{\lambda_{22}}.$$

Использование такого подхода предусматривает как переход от прямых задач к задачам на квазиконформные отображения соответствующих областей квазикомплексного потенциала на исходные (физические) области, так и тот факт, что они содержат неизвестные параметры (тепловой поток) при дополнительных условиях при их решении [7].

Соответственно [2], разностные аналоги в области G_ω^γ запишем как:

$$\begin{cases}x_{i+1,j}+x_{i-1,j}-2\left(1+\gamma^2 B_{i,j}\right)x_{i,j}+\gamma^2 B_{i,j}\left(x_{i,j-1}+x_{i,j+1}\right)+\dfrac{\gamma}{4}A_{i,j}\left(x_{i+1,j+1}+x_{i-1,j-1}-\right.\\ \qquad\left.-x_{i+1,j-1}-x_{i-1,j+1}\right)+\dfrac{\Delta T}{2}\left(\gamma D_{i,j}\left(x_{i,j+1}-x_{i,j-1}\right)+C_{i,j}\left(x_{i+1,j}-x_{i-1,j}\right)\right)=0,\\ y_{i+1,j}+y_{i-1,j}-2\left(1+\gamma^2 B_{i,j}\right)y_{i,j}+\gamma^2 B_{i,j}\left(y_{i,j-1}+y_{i,j+1}\right)+\dfrac{\gamma}{4}A_{i,j}\left(y_{i+1,j+1}+y_{i-1,j-1}-\right.\\ \qquad\left.-y_{i+1,j-1}-y_{i-1,j+1}\right)+\dfrac{\Delta T}{2}\left(\gamma F_{i,j}\left(y_{i,j+1}-y_{i,j-1}\right)+E_{i,j}\left(y_{i+1,j}-y_{i-1,j}\right)\right)=0,\end{cases} \tag{10}$$

$$i=\overline{1,m},\quad j=\overline{1,n},$$

$$\begin{cases}f_1\left(x_{0,j},y_{0,j}\right)=0,\quad f_3\left(x_{m+1,j},y_{m+1,j}\right)=0,\quad j=\overline{0,n+1},\\ f_2\left(x_{i,n+1},y_{i,n+1}\right)=0,\quad f_4\left(x_{i,0},y_{i,0}\right)=0,\quad i=\overline{0,m+1},\end{cases} \tag{11}$$

$$-f_{1x}'\left(x_{0,j},y_{0,j}\right)\left(y_{1,j}-y_{0,j}\right)+f_{1y}'\left(x_{0,j},y_{0,j}\right)\left(x_{1,j}-x_{0,j}\right)=$$
$$=\sqrt{f_{1x}'^2\left(x_{0,j},y_{0,j}\right)+f_{1y}'^2\left(x_{0,j},y_{0,j}\right)}\sqrt{\left(x_{1,j}-x_{0,j}\right)^2+\left(y_{1,j}-y_{0,j}\right)^2}\sqrt{1-\cos^2\Theta_{10,j}},$$

$$-f_{3x}'\left(x_{m+1,j},y_{m+1,j}\right)\left(y_{m,j}-y_{m+1,j}\right)+f_{3y}'\left(x_{m+1,j},y_{m+1,j}\right)\left(x_{m,j}-x_{m+1,j}\right)=$$
$$=\sqrt{f_{3x}'^2\left(x_{m+1,j},y_{m+1,j}\right)+f_{3y}'^2\left(x_{m+1,j},y_{m+1,j}\right)}\sqrt{\left(x_{m+1,j}-x_{m,j}\right)^2+\left(y_{m+1,j}-y_{m,j}\right)^2}\sqrt{1-\cos^2\Theta_{3m+1,j}},$$

$$f_{2x}'\left(x_{i,n+1},y_{i,n+1}\right)\left(y_{i,n}-y_{i,n+1}\right)-f_{2y}'\left(x_{i,n+1},y_{i,n+1}\right)\left(x_{i,n}-x_{i,n+1}\right)=$$
$$=\sqrt{f_{2x}'^2\left(x_{i,n+1},y_{i,n+1}\right)+f_{2y}'^2\left(x_{i,n+1},y_{i,n+1}\right)}\sqrt{\left(x_{i,n}-x_{i,n+1}\right)^2+\left(y_{i,n}-y_{i,n+1}\right)^2}\sqrt{1-\cos^2\Theta_{2i,n+1}},$$

$$f_{4x}{}'\left(x_{i,0},y_{i,0}\right)\left(y_{i,1}-y_{i,0}\right)-f_{4y}{}'\left(x_{i,0},y_{i,0}\right)\left(x_{i,1}-x_{i,0}\right)=$$
$$=\sqrt{f_{4x}{}'^{2}\left(x_{i,0},y_{i,0}\right)+f_{4y}{}'^{2}\left(x_{i,0},y_{i,0}\right)}\sqrt{\left(x_{i,1}-x_{i,0}\right)^{2}+\left(y_{i,1}-y_{i,0}\right)^{2}}\sqrt{1-\cos^{2}\Theta_{4i,0}},$$
$$i=\overline{0,m+1},\quad j=\overline{0,n+1}, \tag{12}$$

$$\gamma=\frac{1}{(m+1)(n+1)}\sum_{i,j=0}^{m,n}\frac{\sqrt{\left(x_{i+1,j}-x_{i,j}\right)^{2}+\left(y_{i+1,j}-y_{i,j}\right)^{2}}+\sqrt{\left(x_{i+1,j+1}-x_{i,j+1}\right)^{2}+\left(y_{i+1,j+1}-y_{i,j+1}\right)^{2}}}{a_1+a_2},$$
$$a_1=\sqrt{\left(\lambda_{11}\left(y_{i,j+1}-y_{i,j}\right)-\lambda_{12}\left(x_{i,j+1}-x_{i,j}\right)\right)^{2}+\left(\lambda_{21}\left(y_{i,j+1}-y_{i,j}\right)-\lambda_{22}\left(x_{i,j+1}-x_{i,j}\right)\right)^{2}},$$
$$a_2=\sqrt{\left(\lambda_{11}\left(y_{i+1,j+1}-y_{i+1,j}\right)-\lambda_{12}\left(x_{i+1,j+1}-x_{i+1,j}\right)\right)^{2}+\left(\lambda_{21}\left(y_{i+1,j+1}-y_{i+1,j}\right)-\lambda_{22}\left(x_{i+1,j+1}-x_{i+1,j}\right)\right)^{2}}, \tag{13}$$

где $A_{i,j}=A\left(T_i,\psi_j\right)$, $B_{i,j}=B\left(T_i,\psi_j\right)$, $C_{i,j}=C\left(T_i,\psi_j\right)$, $D_{i,j}=D\left(T_i,\psi_j\right)$, $E_{i,j}=E\left(T_i,\psi_j\right)$, $F_{i,j}=F\left(T_i,\psi_j\right)$.

Если $\lambda_{ij}=\lambda_{ij}(x,y)$, тогда обратная задача является существенно нелинейной и уравнения для нахождения $x=x(T,\psi)$ и $y=y(T,\psi)$ имеют вид:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial\psi}\left(\dfrac{\lambda_{11}(x,y)\lambda_{22}(x,y)-\lambda_{21}(x,y)\lambda_{12}(x,y)}{\lambda_{11}(x,y)}\dfrac{\partial x}{\partial\psi}-\dfrac{\lambda_{21}(x,y)}{\lambda_{11}(x,y)}\dfrac{\partial x}{\partial T}\right)+\dfrac{\partial}{\partial\varphi}\left(\dfrac{1}{\lambda_{11}(x,y)}\dfrac{\partial x}{\partial T}+\dfrac{\lambda_{12}(x,y)}{\lambda_{11}(x,y)}\dfrac{\partial x}{\partial\psi}\right)=0,\\ \dfrac{\partial}{\partial\psi}\left(\dfrac{\lambda_{11}(x,y)\lambda_{22}(x,y)-\lambda_{21}(x,y)\lambda_{12}(x,y)}{\lambda_{22}(x,y)}\dfrac{\partial y}{\partial\psi}+\dfrac{\lambda_{12}(x,y)}{\lambda_{22}(x,y)}\dfrac{\partial y}{\partial T}\right)+\dfrac{\partial}{\partial\varphi}\left(\dfrac{1}{\lambda_{22}(x,y)}\dfrac{\partial y}{\partial T}-\dfrac{\lambda_{21}(x,y)}{\lambda_{22}(x,y)}\dfrac{\partial y}{\partial\psi}\right)=0,\end{cases} \tag{14}$$

Соответственно (10) – (13) записываются их разностные аналоги.

Алгоритм приближенного решения задачи строим по разностному аналогу уравнений (9), (14), определенным предельным условиям, условиям ортогональности и квазиконформного сходства в маленьком объеме соответствующих параллелограммов сетевой области:

$$G_{\omega}^{\gamma}=\left\{\begin{matrix}(T_i;\psi_j);T_i=T_*+\Delta Ti, i=\overline{0,m+1};\psi_j=\Delta\psi j,\ j=\overline{0,n+1};\\ \Delta T=\dfrac{T^*-T_*}{m+1};\ \Delta\psi=\dfrac{Q}{n+1};\gamma=\dfrac{\Delta T}{\Delta\psi};\ m,n\in N\end{matrix}\right\}. \tag{15}$$

Эксперимент, результаты и их обсуждение

Исследовали ПВХ суспензионной полимеризации марки С-6359-М ГОСТ 14332-78, очищенный из раствора [6], ММ $1{,}4\cdot10^5$. Образцы готовили методом горячего прессования в *T-p* режиме при T = 393 К и p = 10,0 МПа. Анизотропию ГПС создавали с помощью электрического взрыва Cu-проволочек в ограниченном объеме системы [7]. Температурную зависимость λ ПВХ и композиций на его основе определяли с помощью модифицированной установки ИТ-λ-400 при скорости нагревания образца 3 град/мин. Распределение теплового потока и температуры в системе определяли согласно [2]. Расчет соответствующих величин проводили согласно соотношений (9), (14). По мере нагревания системы осуществляли корреляцию величины $\lambda_i=\lambda_{i0}+\varepsilon\left|grad\ T\right|$ к моменту ее стабилизации. Предложенный метод позволяет осуществлять оптимизацию управления изменением теплопроводности с помощью внешних температурных, силовых полей и наночастиц Cu, а также описать функцию $\lambda = \varphi(T)$ соотношением Симпсона-Лагранжа:

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha[\varphi(T)].$$

Для исходного ПВХ:

$$\lambda = 0{,}148 + 1{,}36 \cdot 10^{-4} T - 0{,}2 \cdot 10^{-6} T^2,$$

ПВХ+0,1 об.% Cu; $\lambda = 0{,}277 + 1{,}75 \cdot 10^{-4} T - 0{,}4 \cdot 10^{-6} T^2$.

Таким образом, предложенный метод позволяет осуществить оптимизацию управления энергообменными процессами путем аналитического определения величины эффективной теплопроводности λ ГПС с учетом направленного регулирования анизотропии среды.

Литература

[1] Слуцкер А.И. Анизотропия свойств полимеров // Энциклопедия полимеров. М.: Советская энциклопедия. Вып. 2, т. 1, 1974.
[2] Колупаев Б.С. Релаксационные и термические свойства наполненных полимерных систем / Под ред. С.Я. Френкеля. Львов: Вища школа, 1980.
[3] Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. О нерешенных проблемах статистической физики макромолекул. М.: Наука, 1985.
[4] Френкель С.Я. Введение в статистическую теорию полимеризации. Л.: Наука, 1965.
[5] Фрадков А.Л. О применение кибернетических методов в физике // УФН. 2005, т. 175, №2. С. 113-139.
[6] Колупаев Б.Б. Исследование вязкоупругих свойств металлонаполненного ПВХ на основе потенциала меж- и внутримолекулярного взаимодействия // ИФЖ. 2007, т. 80, №1. С. 178-185.
[7] Белоусов Н.Н., Венгеров И.Р., Пашинская Е.Г. Теплофизические аспекты получения и применения деформируемых наноматериалов // ФТ ВД. 2007, т. 17, №3. С. 103-121.